

процессов осциллятор и становится эффективно двухуровневой системой. Уровень  $0 \leq D < D_-$  характеризует низкочастотные формы движений осциллятора. Например, в пределе очень быстрых включений  $\nu \gg \omega_0, \varepsilon$  для  $D$  имеем  $0 \leq D < 2\varepsilon \kappa \kappa_0^2$ . Уровень  $D_+ < D < 2g$  соответствует высокочастотным формам движений. При  $\nu \gg \omega_0, \varepsilon$  имеем  $2\nu^3 < D < 4\nu^3$ .

Таким образом, проведенное рассмотрение показывает, что случайные включения случайной силы приводят к повышению среднеквадратичной устойчивости параметрического осциллятора. Другой точно решаемый пример —  $\dot{x} = -ax + \alpha(t)x$ ,  $a > 0$  показывает, что устойчивость повышается не только по второму моменту, но и моментам более высокого порядка. Отметим также, что в реальных физических системах подобный характер действия случайных сил скорее правило, чем исключение.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] К л я ц к и н В.И. Стохастические уравнения и волны в случайно-неоднородных средах. М.: Наука, 1980. 336 с.
- [2] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.
- [3] Ш а п и р о В.Е., Л о г и н о в В.М. Динамические системы при случайных воздействиях. Новосибирск: Наука, 1983. 160 с.

Тувинский комплексный  
отдел СО АН СССР,  
Кызыл

Поступило в Редакцию  
14 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

09

© 1991

О КОЛЕБАНИЯХ  $\kappa$ -ВИДА  
В ЩЕЛЕВЫХ РЕЗОНАТОРАХ

В.П. Ш е с т о п а л о в, В.В. Щ е р б а к

На основе строгой математической модели определена эффективность возбуждения щелевых резонаторов дифракционной решетки в зависимости от глубины и ширины щели. Обнаружено anomальное поведение антирезонансных минимумов возбуждения для  $\kappa$ -вида колебаний вплоть до пересечения их с резонансными максимумами и их подавлением.

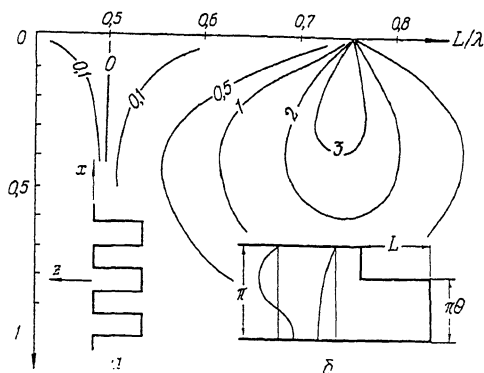


Рис. 1. Рассматриваемые щелевые резонансные структуры. Топограмма зависимости от  $L/\lambda$  и  $\theta$  абсолютной величины коэффициента преобразования  $a_{01}^{(1)}$  для  $s=0$ .

1. Эффективное возбуждение  $\pi$ -вида колебаний в дифракционной решетке (ДР), образованной последовательностью открытых щелевых резонаторов, необходимо для улучшения параметров ряда электронно-вакуумных приборов миллиметрового (мм) и особенно субмиллиметрового (субмм) диапазонов волн, в том числе генераторов дифракционного излучения (ГДИ) [1]. Особый интерес вызывает определение резонансных (и антирезонансных) значений глубины  $L$  щелевого резонатора ДР и ширины щели при возбуждении не только  $\pi$ - , но и „нуль“-вида колебаний.

Рассмотрим резонатор заданного сечения, поперечных размеров и длины (глубины)  $L$  ; или пусть имеется периодическая решетка таких резонаторов. Возбуждение колебательного контура осуществляется монохроматической электромагнитной волной заданного типа через один из торцов резонатора. Дифракционные потери могут также возникать через этот торец. На рис. 1, а изображена ДР из щелевых резонаторов; на рис. 1, б щелевая нагрузка полубесконечного плоского волновода при возбуждении нуль - или  $\pi$ -вида колебаний.

Известно, что резонансные значения глубины  $L$  указанных структур близки к  $\lambda \frac{2m+1}{4}$  ( $m$  - целое число) и сдвигаются относительно этих пределов по мере возрастания дифракционных потерь. Минимумы возбуждения наблюдаемых сигналов располагаются обычно примерно посередине между резонансными значениями  $L$ . В случае колебаний „нуль“-вида это оправдывается. Для  $L$ -вида колебаний при возбуждении структуры пространственной волной высшего типа и наблюдении сигнала на низшей волне поведения антирезонансных провалов существенно иное.

Обнаружение данного явления стало возможным благодаря разработанным специальным алгоритмам теории дифракции и взаимного преобразования волн на сочленении волноведущих каналов различной ширины.

2. Пусть ДР (рис. 1, а) или ее полупериод (рис. 1, б) возбуждается со стороны  $z > 0$  монохроматическим ( $\sim e^{-i\alpha ct}$ ,  $c$  — скорость света,  $\alpha c$  — круговая частота),  $H$  — поляризованным вдоль щелей полем

$$H_y = (e^{i\beta_1 x} + e^{-i\beta_1 x}) e^{-i\gamma_1 z}, \quad E_y = 0, \quad g_{n1} = n + s, \quad (1)$$

относящимся к нуль- или  $\pi$ -виду колебаний ( $s = 0$  или  $0.5$ ). Исходя из условий строгой постановки задачи [2], полное поле дифракции для  $z \geq 0$  выражаем через ряд Фурье

$$H_y = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left\{ (a_{nk}^{(p)} - A_{nk}) e^{i\gamma_{nk}|z|} + A_{nk} e^{-i\gamma_{nk}|z|} \right\} e^{i\beta_{nk} x}, \quad (2)$$

$$A_{n1} = \delta_{|n+s|-s}^p, \quad A_{n2} = a_{n2} e^{2iL\gamma_{n2}}, \quad \gamma_{nk} = \sqrt{\alpha^2 - g_{nk}^2}, \quad g_{n2} = \frac{n}{\theta}, \quad (3)$$

где  $a_{nk}^{(p)}$  — искомые амплитуды пространственных гармоник внутри ( $k=2$ ) и вне ( $k=1$ ) щелей;  $\delta_n^k$  — символ Кронекера.

Сшивая поля ( $H_y$  и  $\partial H_y / \partial z$ ) при  $z=0$ , получим сумматорные уравнения, которые обычно заменяют бесконечной системой линейных алгебраических уравнений (БСЛАУ) посредством проекционных методов [3]. БСЛАУ со значительно лучшей сходимостью получим, используя методы регуляризации, развитые в [4]. В частности, разделяя статическую  $|g_{nk}|$ , динамическую  $\xi_{nk}$  части фактора  $-i\gamma_{nk}$  в исходных уравнениях и осуществляя суперпозицию решений, соответствующим (в отличие от (3)) произвольным  $A_{nk}$ , имеем уравнения типа

$$a_{\nu j} = \sum_{nk} a_{nk} \xi_{nk} y_{\nu j}^{nk} = -2i \sum_{nk} \gamma_{nk} A_{nk} y_{\nu j}^{nk}, \quad (4)$$

где  $y_{\nu j}^{nk}$  — статические реактивности (значения  $a_{nk}$  при  $A_n = \delta_{\nu j}^{nk}$ ). Быстрое (как  $|n-\nu|^{-7/6} (n-\nu)^{-1/2} n^{-1}$ ) убывание коэффициентов  $y_{\nu j}^{nk} \xi_{nk}$  и возможность определения величин  $y$  из вспомогательной БСЛАУ вполне непрерывным матричным оператором (а также создание более экономичного, по сравнению с общепотребляемым на ЭВМ, построителя топограмм) позволили значительно повысить эффективность анализа (получение зависимости типа рис. 2 в прямом диалоге с ЭВМ за несколько десятков секунд машинного времени вместо часов счета и суток ожидания при прежних алгоритмах).

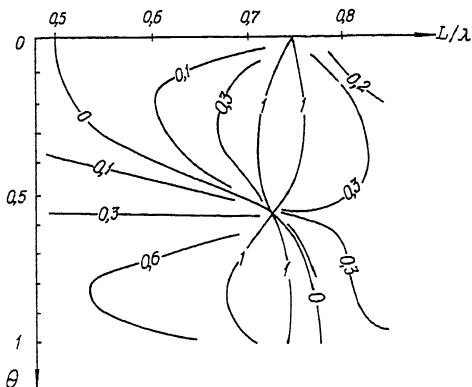


Рис. 2. Топограмма зависимости  $|a_{01}^{(1)}|$  от  $L$  и  $\theta$  для  $s=0.5$ .

3. С точки зрения приложений в дифракционной электронике [1] миллиметровых и субмиллиметровых волн в отличие от случая приборов сантиметровых волн, нас интересовало преобразование высших гармоник в низшую, т. е. подсчет  $a_{nk}^{(p)}$  для  $n=0$  и  $p \geq 1$ .

Достигнутая оперативность анализа позволили установить специфическое поведение рассеянных полей, которое практически невозможно заметить в однопараметрических зависимостях  $a_{nk}^{(p)}$  от  $L$  при фиксированном  $\theta$ .

Как и ожидалось, в случае  $H$ -поляризованных колебаний „нуль“-вида, резонансные точки при увеличении  $\theta$  от нуля сдвигаются (рис. 2) от пределов  $L = \lambda \frac{2m+1}{4}$  в меньшую сторону за счет эффекта краевой емкости щели. В случае колебаний  $\pi$ -вида сдвиг резонансных максимумов зависимостей  $a_{nk}^{(p)}$  от  $L$  также ограничен (рис. 1). В то же время, минимумы зависимостей  $a_{nk}^{(p)}$  от  $L$  сильно отклоняются от пределов  $L = \lambda m/2$  и пересекают резонансные значения  $L$ , подавляя резонансы.

Этот эффект может быть объяснен интерференцией между сигналами, порожденными первичной дифракцией возбуждающего поля (1) на раскрывах щелей и переотражениями волн внутри щели. При этом интерференционная картина резко зависит от  $\theta$  из-за свойства собственной функции  $\cos(1.5x)$  гармоники  $p+s=1.5$  (косинусоида на рис. 1, б) создавать нулевую корреляцию с собственной функцией нулевой гармоники при  $\theta < 1$ .

Теперь становится понятной одна из причин трудностей возбуждения на  $\pi$ -виде [1]. Если параметр  $\theta$  дифракционной решетки ГДИ выбран оптимальным для возбуждения „нуль“-вида колебаний ( $s=0$ ), то возникает ситуация, когда максимум зависимости

$|a_{01}^{(a)}|$  от  $L$  подавлен при  $s=0.5$ . При этом ДР утрачивает функции элемента связи СВЧ полей с электронным потоком в ГДИ. Необходим подбор меньшего, оптимального для  $s=0.5$  значения  $\theta$ . Анализ, проведенный для неплоских решеток, привел к аналогичным выводам для приборов магнетронного типа, работающих в режиме ГДИ.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ш е с т о п а л о в В.П. Дифракционная электроника. Харьков.: Выща школа, 1976. 231 с.
- [2] Ш е с т о п а л о в В.П., Л и т в и н е н к о Л.Н., М а с а л о в С.А., С о л о г у б В.Г. Дифракция волн на решетках. Харьков: ХГУ, 1973. 287 с.
- [3] Ш е н д е р о в Е.Л. // Акуст. ж. 1964. Т. 10. № 3. С. 359-367.
- [4] Ш е р б а к В.В. // ДАН УССР. Сер А. 1983. № 7. С. 65-68.

Институт радиофизики  
и электроники АН УССР

Поступило в Редакцию  
11 февраля 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

04

© 1991

#### ЭФФЕКТ ОГРАНИЧЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОГО РАЗЛЕТА ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Б.А. Б р ю н е т к и н, Л. К а р п и н с к и й,  
М. М р о ч к о в с к и й, И.Ю. С к о б е л е в,  
А.Я. Ф а е н о в, А. Ф а р и н с к и й

1. В исследованиях по проблеме лазеров коротковолнового диапазона, активной средой которых служит лазерная плазма, для увеличения длины усиливающей среды приходится фокусировать нагревающее излучение в строчку длиной 1-2 см. Это приводит к необходимости использовать для получения плазмы очень мощные лазеры [1, 2]. Другой путь состоит в использовании сильного магнитного поля, направленного вдоль оси разлета плазменного факела. Таким образом, удалось получить достаточно протяженную ( $\sim 1$  см) и однородную активную среду рекомбинационного лазера, работающего на длине волны 182 Å [3] и использующего значительно более компактный, чем [1, 2] источник накачки.